

УДК 517.958

СИЛЬНОЕ СЖАТИЕ КАВИТАЦИОННЫХ ПУЗЫРЬКОВ В ЖИДКОСТЯХ¹⁾**А.А. АГАНИН***Институт механики и машиностроения КазНЦ РАН, г. Казань**E-mail: aganin54@mail.ru***STRONG COMPRESSION OF CAVITATION BUBBLES IN LIQUIDS****A.A. AGANIN***Institute of Mechanics and Engineering KazSC RAS, Kazan***Аннотация**

Приведен ряд полученных относительно недавно результатов, связанных с разработкой методики расчета и исследованием сильного сжатия содержимого кавитационных пузырьков. В частности, представлены основные положения методики расчета коллапса несферического (осесимметричного) пузырька. Приведены результаты, характеризующие зависимость сжатия среды в пузырьке при его коллапсе от вида жидкости, и результаты, иллюстрирующие возможный рост при коллапсе несферичности пузырька и влияние малых начальных отклонений формы пузырька от сферической на динамику среды в его полости в конце коллапса (на деформацию ударной волны).

Ключевые слова: Сжатие пузырька, коллапс пузырька, динамика пузырька, деформация радиально сходящихся ударных волн

Summary

Some results obtained relatively not long ago and related to developing a numerical technique of computation and investigation of strong compression of a cavitation bubble content are presented. In particular, main points of a numerical technique of computing non-spherical (axially symmetric) bubble collapse are briefly described. Some results characteristic of the dependence of compression of the vapor medium in the bubble at its collapse on the liquid type are given and also those illustrating possible growth of non-sphericity of the bubble during its collapse and influence of small initial deflections of the bubble shape from the spherical one on dynamics of the medium in its cavity in the end of the collapse (on deformation of the shock wave) are presented.

Key words: Bubble compression, bubble collapse, bubble dynamics, deformation of radially converging shock waves.

Введение

Одной из наиболее важных для науки и приложений особенностей динамики пузырьков в жидкости является возможность реализации сильного сжатия содержимого пузырьков, при котором внутри них достигаются очень высокие давления, плотности и температуры. С сильным сжатием газа в пузырьках связаны такие интересные явления, как сонолюминесценция (свечение пузырьков при акустическом воздействии) [1], нейтронная эмиссия (производство нейтронов и ядер трития при акустической кавитации дейтерированного ацетона) [2], химические превращения (в частности, образование наноалмазов при гидродинамической кавитации бензола и последующем воздействии интенсивной ударной волной [3]). Знание особенностей сильного сжатия газа в пузырьках представляет интерес, например, для сонохимии, где пузырьки играют роль химреакторов, для лазерной микрохирургии, где сильное сжатие кавитационных

¹⁾Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 12-01-00341-а)

пузырьков может вызывать серьезные побочные явления, для покрытий поверхностей деталей машин и механизмов, работающих в условиях кавитации, с целью устранения или ослабления кавитационной эрозии, одной из причин которой являются интенсивные импульсы давления в жидкости, обусловленные сильным сжатием пузырьков вблизи тела, и т.д.

Наиболее высокие параметры в пузырьке достигаются тогда, когда в ходе сжатия пузырек остается близким к сферическому и когда в нем при этом возникают радиально сходящиеся ударные волны. В связи с этим при выборе сред (газа в пузырьке, окружающей жидкости) и условий (давления жидкости, ее температуры и т.д.) для реализации сильного сжатия содержимого пузырьков возникают следующие вопросы: что происходит при сильном сжатии в сферических пузырьках; насколько сферическими остаются пузырьки при сжатии; как влияет несферичность пузырьков на сжатие их содержимого. Действительно, экстремальное сжатие среды в пузырьках при прочих равных условиях достигается в том случае, когда пузырьки при сжатии остаются чисто сферическими, чего в реальности, естественно, не бывает. Поэтому если оценки с применением сферически симметричного приближения не дают желаемых степеней сжатия среды в пузырьках, то нужно выбирать другие среды и/или условия сжатия. Если же сферически симметричные модели показывают приемлемые степени сжатия, а оценки роста несферичности пузырьков при их сжатии свидетельствуют о том, что пузырьки при сжатии разрушаются, то и в этом случае лучше взять другие среды и/или условия сжатия, поскольку при разрушении пузырьков сильное сжатие среды в них вряд ли возможно. Если же и оценки сжатия сферического пузырька показывают достаточно высокие степени сжатия, и оценки деформаций пузырька демонстрируют, что пузырек при сжатии остается относительно близким к сферическому, то и в этом случае нет гарантии того, что желаемые степени сжатия содержимого пузырьков будут достигнуты. Более точный прогноз можно получить в таком случае, имея оценки влияния деформаций пузырька на динамику среды в его полости.

Активное изучение сильного сжатия среды в пузырьках фактически началось после открытия в 1990 г. явления сонолюминесценции отдельного пузырька – длительного устойчивого свечения одиночного воздушного пузырька в воде в пучности стоячей волны давления [1]. Целями исследований было установить причину сонолюминесценции [4–7] и выявить возможные пути увеличения интенсивности свечения [8]. К настоящему времени считается, что причиной свечения пузырьков является сильное сжатие их содержимого [4–6, 8]. При этом первоначально утверждалось, что для реализации свечения необходимы такие условия, при которых в пузырьке возникают радиально-сходящиеся сферические ударные волны [9–11]. Однако затем было установлено, что и при отсутствии ударных волн сжатие среды в пузырьке может быть достаточно сильным для свечения.

На режиме сонолюминесценции изучались, как правило, газовые пузырьки. Наличие в пузырьке паров окружающей жидкости либо вообще не учитывалось, либо учитывалось как дополнение к его газовому содержимому, поскольку в реальности пары окружающей жидкости в пузырьках всегда в той или иной мере присутствуют, особенно если пузырьки подвергаются большим расширениям/сжатиям. В частности, рассматривались пузырьки, заполненные воздухом [9], азотом [10], инертными газами (аргоном, ксеноном) [8, 11], смесями этих газов с парами воды [5].

Новый импульс в исследовании сильного сжатия среды в пузырьках связан с публикацией в 2002 г. Талиарханом Р. с соавторами, в том числе и академиком Нигматулиным Р.И., экспериментальных данных и их теоретического толкования относительно производства нейтронов и ядер трития при акустической кавитации дейтерированного ацетона [2]. Затем последовал ряд других подобных публикаций [12–14]. Эти публикации вызвали до сих пор продолжающуюся дискуссию между оппонентами и сторонниками возможности реализации суперсжатия среды в пузырьках. Одними из последних в рамках этой дискуссии являются критическая статья [15] и ответ на нее [16].

Важное отличие режима акустической кавитации дейтерированного ацетона [2] от режима сонолюминесценции [1] состоит в том, что на режиме акустической кавитации дейтерированного ацетона пузырьки являются преимущественно не газовыми, а паровыми (кавитационными). При этом размеры пузырьков и амплитуда сжимающего их давления жидкости в пучности волны на режиме акустической кавитации дейтерированного ацетона на порядок выше, чем на режиме сонолюминесценции (максимальный радиус 500 мкм против 50 мкм, амплитуда давления 15 атм против 1.5 атм).

В рамках исследований сверхсильного сжатия содержимого кавитационных пузырьков под руководством Р.И. Нигматулина были созданы математические модели динамики кавитационного пузырька в акустическом поле [17], широкодиапазонные уравнения состояния [18]. Было дано теоретическое объяснение происходящих в пузырьке процессов в экспериментах акустической кавитации дейтерированного ацетона [2, 16, 17].

В настоящей статье приводятся ряд методических результатов и результатов, связанных с исследованиями суперсжатия содержимого кавитационных пузырьков, уже довольно длительное время проводимыми в возглавляемой автором лаборатории ВДСС ИММ КазНЦ РАН. Эти исследования выполняются под общим руководством и при активном участии академика Р.И. Нигматулина и члена-корреспондента РАН М.А. Ильгамова. В частности, представлены основные положения разработанной в лаборатории ВДСС методики расчета коллапса несферического (осесимметричного) пузырька. Приведены некоторые результаты, характеризующие зависимость сжатия среды в пузырьке при таком коллапсе от вида жидкости. Даны результаты, иллюстрирующие возможный рост при коллапсе несферичности пузырька и влияние малых начальных отклонений формы пузырька на динамику среды в его полости в конце коллапса (на деформацию ударной волны).

1. Постановка задачи.

Рассматривается сильное сжатие кавитационного пузырька в жидкости (ацетоне, воде). Пузырек в начале сжатия покоится, его форма сферическая или близкая к ней. Радиус пузырька 50–500 мкм, давление жидкости 1–100 бар, ее температура 273–293 К. Пар в пузырьке находится в состоянии насыщения при температуре окружающей жидкости. Давление пара в состоянии насыщения при такой температуре намного меньше давления жидкости. За счет большого перепада давлений в пузырьке и окружающей жидкости пузырек сильно и быстро схлопывается (коллапсирует). Радиус пузырька при коллапсе уменьшается более чем в 10 раз, скорость уменьшения радиуса в конце коллапса достигает значений порядка 1 км/с.

В случае сжатия сферически симметричного пузырька для описания его динамики используется математическая модель [19], в которой движение пара в пузырьке и окружающей его жидкости описывается следующими уравнениями

$$\begin{aligned}\frac{\partial}{\partial t}(\rho r^2) + \frac{\partial}{\partial r}(\rho u r^2) &= 0, \\ \frac{\partial}{\partial t}(\rho u r^2) + \frac{\partial}{\partial r}(\rho u^2 r^2 + p r^2) &= 2pr, \\ \frac{\partial}{\partial t}(\rho e r^2) + \frac{\partial}{\partial r}[u^2 r^2(\rho e + p)] &= \frac{\partial}{\partial r}(r^2 \kappa \frac{\partial T}{\partial r}).\end{aligned}\tag{1}$$

Здесь t — время, r — радиальная координата, отсчитываемая от центра пузырька, ρ — плотность, u — радиальная компонента вектора скорости, p — давление, $e = U + u^2/2$ — удельная полная энергия, T — температура, κ — коэффициент теплопроводности.

Для замыкания системы (1) применяются уравнения состояния жидкости и пара в виде суммы потенциальных $p^{(p)}$, $U^{(p)}$ и тепловых $p^{(T)}$, $U^{(T)}$ компонент давления и внутренней энергии

$$p(\rho, T) = p^{(p)}(\rho) + p^{(T)}(\rho, T), \quad U(\rho, T) = U^{(p)}(\rho) + U^{(T)}(\rho, T).\tag{2}$$

Граничные условия вдали от пузырька ($r = r_\infty, r_\infty \gg R$) и на межфазной поверхности ($r = R(t)$) имеют вид:

$$\begin{aligned}
r &= r_\infty : p = p_\infty, \quad T = T_\infty, \\
r &= R(t) : \dot{R} = u_l + \frac{j}{\rho_l} = u_g + \frac{j}{\rho_g}, \quad p_l = p_g - \frac{4\mu_l u_l}{R} - \frac{2\sigma}{R}, \\
\kappa_l \left(\frac{\partial T}{\partial r} \right)_l - \kappa_g \left(\frac{\partial T}{\partial r} \right)_g &= j l(p_g), \quad T_l = T_g.
\end{aligned} \tag{3}$$

Здесь p_∞ — давление жидкости, T_∞ — температура жидкости, μ_l — коэффициент вязкости жидкости, σ — коэффициент поверхностного натяжения, l — теплота парообразования, j — интенсивность фазовых превращений (испарения или конденсации), отнесенная к единице времени и единице поверхности. Нижние индексы l и g относятся соответственно к параметрам жидкости и пара, точка сверху означает производную по времени.

Интенсивность фазовых превращений j определяется выражениями

$$\begin{aligned}
j &= \frac{\alpha'}{\sqrt{2\pi R_g}} \left(\frac{p_S(T_g)}{\sqrt{T_l}} - \frac{\chi p_g}{\sqrt{T_g}} \right), \\
\chi &= \exp(-\Omega^2) - \Omega \sqrt{\pi} \left(1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^\Omega \exp(-x^2) dx \right), \quad \Omega = \frac{j \sqrt{R_g T}}{\sqrt{2} p_g}.
\end{aligned} \tag{4}$$

Здесь α' — коэффициент аккомодации, R_g — газовая постоянная для пара, $p_S(T)$ — давление насыщения при температуре T .

Определение входящих в уравнения (1)–(4) констант, функций $l(T)$, $p_S(T)$ и других можно найти в работе [19] и ее ссылках.

Математическая модель динамики пузырька (1)–(4) представляет собой слегка упрощенную версию модели работы [17]. Для изучения эволюции малых возмущений сферичности пузырька применяется квазиодномерное обобщение модели (1)–(4), подробно изложенное в [20], а для изучения двумерных (осесимметричных) эффектов — ее двумерное (осесимметричное) обобщение, подробно описанное в [21].

2. Основные положения методики расчета.

Методика расчета сильного сжатия кавитационного пузырька [21] основана на TVD-модификации (TVD — Total Variation Diminishing) второго порядка точности по пространству и времени схемы С.К. Годунова. Уравнения газовой динамики в методике записываются в подвижной системе координат, связанной с поверхностью пузырька. Эффективность методики достигается за счет разбиения процесса сжатия на 3 фазы, в каждой из которых применяются свой способ математического описания.

Фаза 1. Эту фазу составляет продолжительная начальная низкоскоростная стадия сжатия, где отклонения формы пузырька от сферической относительно невелики, пузырек можно считать гомобарическим, а жидкость — несжимаемой. На этой стадии двумерное движение жидкости и пара фактически представляет собой суперпозицию основной сферической составляющей и его малого возмущения в виде сферических гармоник. С учетом этого для описания динамики пара в пузырьке и окружающей жидкости используется квазиодномерное приближение [20]. В этом приближении сферическая составляющая описывается уравнениями (1)–(4), а несферическая — обыкновенными дифференциальными уравнениями второго порядка относительно амплитуд возмущений сферической формы пузырька в виде сферических гармоник.

Фаза 2. В финальной высокоскоростной стадии сжатия отклонения формы пузырька от сферической сильно возрастают, распределение параметров внутри пузырька становится сильно неоднородным, могут возникать ударные волны. Поэтому для описания последующего сжатия пузырька применяются двумерное обобщение уравнений (1)–(4) [21]. При этом учитывается, что в рассматриваемых задачах относительно небольшое отклонение формы ударной волны от сферической в момент ее зарождения в последующем в ходе ее радиального схождения может сильно возрасть. С учетом этого высокоскоростная

стадия сжатия пузырька разделена на две части. В первой более продолжительной части высокоскоростной стадии сжатия пузырька до тех пор, пока несферичность сходящейся ударной волны не превысит некоторое пороговое значение, в качестве неподвижной системы отсчета принимаются сферические координаты. Эта часть высокоскоростной стадии сжатия пузырька и составляет 2-ю фазу сжатия. В этой фазе используются криволинейные радиально-расходящиеся расчетные сетки, одно семейство сеточных линий которых определяется формой пузырька, а второе представляет собой лучи, выходящие из центра пузырька. В случае малой несферичности пузырька и ударной волны такие сетки являются весьма близкими к оптимальным.

Фаза 3. Эту фазу составляет вторая, короткая по времени, заключительная часть финальной высокоскоростной стадии сжатия пузырька, где ударная волна является сильно несферической. Здесь в качестве неподвижной системы отсчета используются не сферические, а цилиндрические координаты. Кроме того, в центральной области пузырька вместо криволинейной радиально расходящейся сетки применяется прямолинейная косоугольная сетка, близкая к декартовой. Пересчет параметров ячеек при переходе с сетки на сетку проводится на основе законов сохранения массы, импульса и полной энергии.

3. Сжатие сферического пузырька.

Было установлено, что при коллапсе сферического кавитационного пузырька в жидком ацетоне (начальный радиус пузырька 500 мкм, температура жидкости 293 К) сжатие содержимого пузырька реализуется близким к однородному при давлении жидкости $p_\infty \sim 1$ бар и с образованием в пузырьке радиально сходящейся ударной волны при $4 < p_\infty \leq 100$ бар. При коллапсе в аналогичных условиях такого же пузырька, но в воде, сжатие содержимого пузырька близко к однородному при $1 < p_\infty \leq 15$ бар, а ударная волна в пузырьке не возникает вплоть до $p_\infty = 100$ бар.

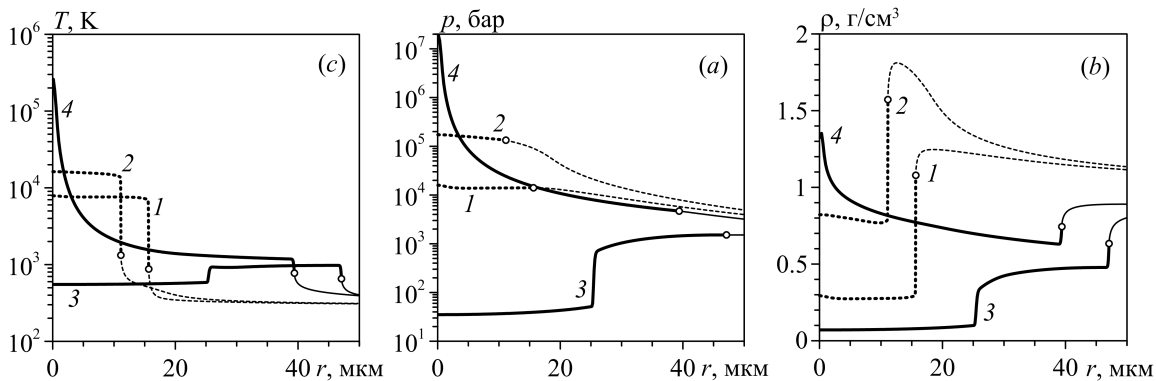


Рис. 1: Радиальные распределения давления, плотности и температуры в пузырьке и окружающем его слое жидкости в конце коллапса кавитационного пузырька в воде (кривые 1, 2) и ацетоне (кривые 3, 4) при давлении жидкости $p_\infty = 15$ бар в момент максимума скорости уменьшения радиуса пузырька (кривые 1, 3) и момент экстремального сжатия среды в пузырьке (кривые 2, 4). Кружочками отмечены значения параметров на поверхности пузырька.

На рис. 1 показано изменение радиальных распределений термодинамических параметров в финальной стадии коллапса кавитационного пузырька в воде и ацетоне при давлении жидкости $p_\infty = 15$ бар. Видно, что близкое к однородному сжатие среды в пузырьке реализуется при коллапсе пузырька в воде, а сжатие с образованием радиально сходящейся ударной волны — при коллапсе пузырька в ацетоне.

Интересно отметить, что изменение радиуса пузырька в ходе коллапса пузырьков в воде и ацетоне различается незначительно, за исключением финального участка (время коллапса пузырька в воде — 11.7 мкс, в ацетоне — 10.6 мкс). Вместе с тем, максимальная скорость коллапса пузырька в воде оказывается значительно больше, чем в ацетоне (1810 м/с против 600 м/с). Существенно различаются радиусы

пузырька в момент экстремального сжатия пара (11.1 мкм в воде и 39.4 мкм в ацетоне).

4. Рост малых возмущений сферичности пузырька при сжатии.

Было установлено, что при коллапсе кавитационного пузырька в жидком ацетоне (начальный радиус пузырька 500 мкм, температура жидкости 293 К, давление жидкости 15 бар) амплитуда малых возмущений его сферической формы может возрасти значительно меньше (более чем в 50 раз), чем при коллапсе аналогичного пузырька в воде. Данный результат получен с применением квазиодномерной модели [20], в которой уравнение поверхности пузырька в сферической системе координат r, θ, φ представляется в виде

$$r = R(t) + \sum_{n=2}^{\infty} a_n(t) P_n(\cos \theta).$$

Здесь R — радиус пузырька, P_n — полином Лежандра степени n , a_n — амплитуда (со знаком) несферичности пузырька в виде сферической гармоник, определяемой полиномом $P_n(\cos \theta)$. В квазиодномерной модели полагается, что амплитуда искажения сферичности $\varepsilon_n = a_n/R$ мала при всех n ($|\varepsilon_n| \ll 1$). Рост несферичности пузырька при сжатии оценивается с помощью функции $|\bar{\varepsilon}_{n,c}^*|$ от номера n , являющейся огибающей зависимости $|\bar{\varepsilon}_{n,c}| = |\varepsilon_{n,c}/\varepsilon_{n,0}|$ ($\varepsilon_{n,0}$, $\varepsilon_{n,c}$ — значения ε_n в начале коллапса пузырька и в момент экстремального сжатия пара в нем в конце коллапса соответственно) от номера n . Построение таких огибающих показано на рис.2.

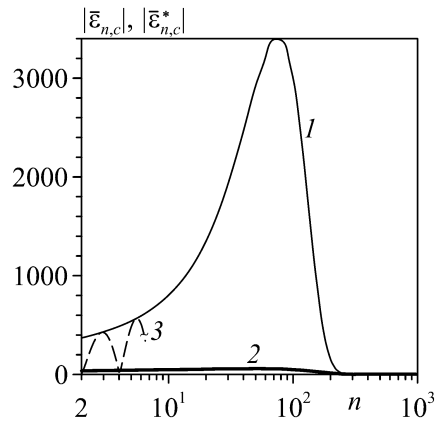


Рис. 2: Огибающие (функции $|\bar{\varepsilon}_{n,c}^*|$ от номера n) зависимостей величины $|\bar{\varepsilon}_{n,c}| = |\varepsilon_{n,c}/\varepsilon_{n,0}|$, характеризующей рост несферичности пузырька при его коллапсе, от номера гармоники n (кривая 1 — для воды, кривая 2 — для ацетона) и фрагмент самой этой зависимости (кривая 3) для воды.

На рис. 2 приведены огибающие для коллапса кавитационных пузырьков в воде и ацетоне. Видно, что амплитуда безразмерных возмущений сферичности $|\varepsilon_n|$ может возрасти к концу сжатия до 3400 раз у пузырьков в воде и до 60 раз у пузырьков в ацетоне. Максимум достигается при $n = n_m \approx 71$ и 52 соответственно. По мере увеличения n от 2 до n_m величина $|\bar{\varepsilon}_{n,c}^*|$ возрастает в 9.2 раза для воды и в 1.7 раза для ацетона, а при дальнейшем увеличении n довольно быстро убывает (из-за влияния вязкости жидкости). Наиболее легко возбуждаемые эллипсоидальные искажения сферичности ($n = 2$) растут при коллапсе пузырька в воде в 370 раз, а в ацетоне — в 36 раз. Данные результаты свидетельствуют о том, что ограничения, накладываемые на реализацию суперсжатия содержимого пузырька деформацией его поверхности, у пузырьков в ацетоне значительно слабее, чем у пузырьков в воде.

Качественный анализ роста несферичности пузырьков при сжатии можно найти в [22, 23].

5. Деформации ударной волны в пузырьке.

Показано, что ударные волны, возникающие при коллапсе изначально слабонесферического кавитационного пузырька внутри этого пузырька, претерпевают в ходе своего последующего радиального схождения большие деформации. В частности, первоначально наиболее выпуклые части контура поверхности ударной волны в ее осевом сечении могут сначала превращаться в прямолинейные, а затем трансформироваться в вогнутые. Вместе с образованием в контуре вогнутых участков (т.е. вмятин на поверхности ударной волны) в нем возникают и заострения. В дальнейшем на месте заострений могут образовываться небольшие прямолинейные участки.

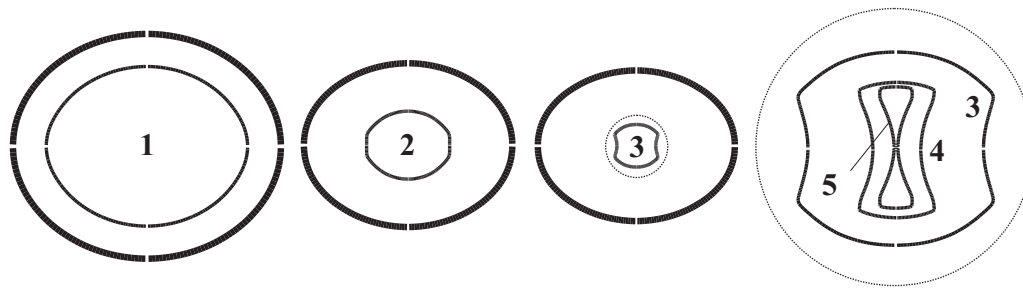


Рис. 3: Деформация поверхности пузырька в три момента времени 1–3 (жирные сплошные линии) и радиально сходящейся ударной волны в его полости в пять моментов времени 1–5 (тонкие сплошные линии) в процессе схождения этой волны. Начальная форма пузырька $r = R[1 + \varepsilon_{2,0}P_2(\cos \theta)]$, где $\varepsilon_{2,0} = 0.0033$. Пунктирной линией выделена центральная область пузырька диаметром 14.8 мкм.

На рис. 3 иллюстрируется деформация поверхности кавитационного пузырька (жидкость — ацетон, начальный радиус пузырька 500 мкм, его начальная несферичность определяется выражением $r = R[1 + \varepsilon_{2,0}P_2(\cos \theta)]$, где $\varepsilon_{2,0} = 0.0033$, давление жидкости 15 бар, температура жидкости 273 К) и ударной волны в нем в процессе схождения этой волны в интервале между моментами 1 и 5. Момент 1 примерно совпадает с моментом возникновения ударной волны, а момент 5 соответствует началу смыкания ее фронта, т.е. моменту, когда ограничиваемая фронтом волны полость распадается на отдельные фрагменты. Ударная волна возникает около поверхности пузырька, поэтому в момент 1 ее форма близка к форме пузырька. В ходе радиального схождения несферичность ударной волны быстро и сильно возрастает (моменты 2–5). При этом сначала наиболее выпуклые (т.е. имеющие большую кривизну) в момент 1 части контура поверхности ударной волны в ее осевом сечении превращаются в прямолинейные (момент 2), а затем трансформируются в вогнутые (момент 3). Образование вогнутых участков (им на поверхности ударной волны соответствуют вмятины) приводит к появлению заострений (момент 3). В дальнейшем в контуре ударной волны в ее осевом сечении на месте заострений образуются небольшие прямолинейные участки (моменты 4–5).

6. Заключение.

Представлены основные положения разработанной в лаборатории ВДСС ИММ КазНЦ РАН методики расчета коллапса несферического (осесимметричного) пузырька. Приведены результаты, характеризующие зависимость сжатия среды в пузырьке при его коллапсе от вида жидкости, и результаты, иллюстрирующие возможный рост при коллапсе несферичности пузырька и влияние малых начальных отклонений формы пузырька от сферической на динамику среды в его полости в конце коллапса (на деформацию ударной волны). В частности, показано, что при коллапсе сферического кавитационного пузырька в жидком ацетоне (начальный радиус пузырька 500 мкм, температура жидкости 293 К, давление жидкости 15 бар) сжатие содержимого пузырька реализуется с образованием в пузырьке радиально сходящейся ударной волны, тогда как при коллапсе в аналогичных условиях такого же пузырька, но в воде,

сжатие содержимого пузырька близко к однородному. Проиллюстрировано, что при коллапсе кавитационного пузырька в жидком ацетоне (начальный радиус пузырька 500 мкм, температура жидкости 293 К, давление жидкости 15 бар) амплитуда малых возмущений его сферической формы может возрасти значительно меньше (более чем в 50 раз), чем при коллапсе аналогичного пузырька в воде. Показано, что ударные волны, возникающие при коллапсе изначально слабонесферического кавитационного пузырька (начальный радиус пузырька 500 мкм, температура жидкости 273 К, давление жидкости 15 бар) внутри этого пузырька, претерпевают в ходе своего последующего радиального схождения большие деформации.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Gaitan D.F., Crum L.A., Church C.C., Roy R.A.** Sonoluminescence and bubble dynamics for a single, stable cavitation bubble // *JASA* – 1992. – V. 91. – P. 3166–3183.
2. **Taleyarkhan R.P., West C.D., Cho J.S., Lahey R.T.(Jr), Nigmatulin R.I., Block R.C.** Evidence for nuclear emissions during acoustic cavitation // *Science*. – 2002. – V. 295. – P. 1868–1873.
3. **Галимов Э.М., Кудин А.М., Скоробогатский В.Н., Плотниченко В.Г., Бондарев О.Л., Зарубин Б.Г., Страздовский В.В., Аронин А.С., Фисенко А.В., Быков И.В., Баринев А.Ю.** Экспериментальное подтверждение синтеза алмаза в процессе кавитации // *ДАН*. – 2004. – Т. 395, № 2. – С. 187–191.
4. **Putterman S.J., Weninger K.P.** Sonoluminescence: How Bubbles Turn Sound into Light // *Annu. Rev. Fluid Mech.* – 2000. – V. 32. – P. 445–476.
5. **Storey B.D., Szeri A.J.** Water vapour, sonoluminescence and sonochemistry // *Proc. R. Soc. Lond. A*. – 1993. – V. 456. – P. 1685–1709.
6. **Moss W.C., Clarke D.B., Young D.A.** Single bubble sonoluminescence // *Reviews of Modern Physics*. – 2002. – V. 74. – P. 425–484.
7. **Musha T.** Another possibility of sonoluminescence due to the cherenkov radiation from the ZPF field in a water bubble // *Natural Science*. – 2011. – V. 5, № 3. – P. 249–254.
8. **Bass A., Ruuth S.J., Camara C., Merriman B., Putterman S.** Molecular Dynamics of Extreme Mass Segregation in a Rapidly Collapsing Bubble // *Phys. Rev. Lett.* – 2008. – V. 101. – 234301.
9. **Wu C.C., Roberts P.H.** Shock-Wave Propagation in a Sonoluminescing Gas Bubble // *Phys. Rev. Lett.* – 1993. – V. 70. – P. 3424–3427.
10. **Moss W.C., Clarke D.B., White J.W., Young D.A.** Hydrodynamic simulations of bubble collapse and picosecond Sonoluminescence // *Phys. Fluids*. – 1994. – V. 6. – P. 2979–2985.
11. **Moss W.C., Clarke D.B., Young D.A.** Calculated Pulse Widths and Spectra of a Single Sonoluminescing Bubble // *Science*. – 1997. – V. 276. – P. 1398–1401.
12. **Taleyarkhan R.P., West C.D., Cho J.S., Lahey R.T. (Jr), Nigmatulin R.I., Block R.C.** Additional evidence of nuclear emissions during acoustic cavitation // *Phys. Rev.* – 2004. – E 69. 036109.
13. **Taleyarkhan R.P., West C.D., Lahey R.T. (Jr), Nigmatulin R.I., Block R.C., Xu Y.** Nuclear Emissions During Self-Nucleated Acoustic Cavitation // *Phys. Rev. Lett.* – 2006. – V. 96. – 034301.
14. **Lahey R.T. (Jr), Taleyarkhan R.P., Nigmatulin R.I., Akhatov I.Sh.** Sonoluminescence and the search for sonofusion // *Advance in Heat Transfer*. – N.Y.: Academic Press, 2006. – V. 39. – 168 p.
15. **Говердовский А.А., Имшенник В.С., Смирнов В.П.** О перспективах термоядерной энергетики на основе кавитации пузырей // *УФН*. – 2013. – Т. 183, № 4. – С. 445–448.
16. **Нигматулин Р.И., Лэхи Р.Т., Талейархан Р.П., Вест К.Д., Блок Р.С.** О термоядерных процессах в кавитирующих пузырьках // *УФН*. – 2014. Принята к опубликованию.
17. **Nigmatulin R.I., Akhatov I.Sh., Topolnikov A.S., Bolotnova R.Kh., Vakhitova N.K., Lahey R.T. (Jr), Taleyarkhan R.P.** Theory of Supercompression of Vapor Bubbles and Nano-Scale Thermonuclear Fusion // *Physics of Fluid*. – 2005. – V. 17. – 107106.

18. **Нигматулин Р.И., Болотнова Р.Х.** Широкодиапазонное уравнение состояния органических жидкостей на примере ацетона // ДАН. — 2007. — Т. 415, № 5. — С. 617–621.
19. **Нигматулин Р.И., Аганин А.А., Топорков Д.Ю., Ильгамов М.А.** Образование сходящихся микроударных волн в пузырьке при его сжатии // ДАН. — 2014. — Т. 458, № 3. — С. 282–286.
20. **Нигматулин Р.И., Аганин А.А., Ильгамов М.А., Топорков Д.Ю.** Эволюция возмущений сферичности парового пузырька при его сверхсжатии // ПМТФ. — 2014. — Т. 55, № 3. — С. 82–102.
21. **Аганин А.А., Халитова Т.Ф., Хисматуллина Н.А.** Численное моделирование радиально сходящихся ударных волн в полости пузырька // Математическое моделирование. — 2014. — Т. 26, № 4. — С. 3–20.
22. **Ильгамов М.А.** Расширение-сжатие и устойчивость полости в жидкости при сильном акустическом воздействии // ДАН. — 2010. — Т. 433, № 2. — С. 178–181.
23. **Ильгамов М.А.** Качественная теория устойчивости сферической формы полости при сжатии в жидкости // Актуальные проблемы механики сплошной среды. К 15-летию ИММ КазНЦ РАН. — Казань: Казанский государственный университет, 2006. — С. 8–35.

REFERENCES

1. **Gaitan D.F., Crum L.A., Church C.C., Roy R.A.** Sonoluminescence and bubble dynamics for a single, stable cavitation bubble // JASA — 1992. — V. 91. — P. 3166–3183.
2. **Taleyarkhan R.P., West C.D., Cho J.S., Lahey R.T.(Jr), Nigmatulin R.I., Block R.C.** Evidence for nuclear emissions during acoustic cavitation // Science. — 2002. — V. 295. — P. 1868–1873.
3. **Galimov E.M., Kudin A.M., Fisenko A.V., Bykov I.V., Skorobogatskii V.N., Bondarev O.L., Zarubin B.G., Strazdovskii V.V., Barinov A.Yu., Plotnichenko V.G., Aronin A.S.** Experimental corroboration of the synthesis of diamond in the cavitation process // Doklady Physics. — 2004. — V. 49, № 3. — P. 150–153.
4. **Putterman S.J., Weninger K.P.** Sonoluminescence: How Bubbles Turn Sound into Light // Annu. Rev. Fluid Mech. — 2000. — V. 32. — P. 445–476.
5. **Storey B.D., Szeri A.J.** Water vapour, sonoluminescence and sonochemistry // Proc. R. Soc. Lond. A. — 1993. — V. 456. — P. 1685–1709.
6. **Moss W.C., Clarke D.B., Young D.A.** Single bubble sonoluminescence // Reviews of Modern Physics. — 2002. — V. 74. — P. 425–484.
7. **Musha T.** Another possibility of sonoluminescence due to the cherenkov radiation from the ZPF field in a water bubble // Natural Science. — 2011. — V. 5, № 3. — P. 249–254.
8. **Bass A., Ruuth S.J., Camara C., Merriman B., Putterman S.** Molecular Dynamics of Extreme Mass Segregation in a Rapidly Collapsing Bubble // Phys. Rev. Lett. — 2008. — V. 101. — 234301.
9. **Wu C.C., Roberts P.H.** Shock-Wave Propagation in a Sonoluminescing Gas Bubble // Phys. Rev. Lett. — 1993. — V. 70. — P. 3424–3427.
10. **Moss W.C., Clarke D.B., White J.W., Young D.A.** Hydrodynamic simulations of bubble collapse and picosecond Sonoluminescence // Phys. Fluids. — 1994. — V. 6. — P. 2979–2985.
11. **Moss W.C., Clarke D.B., Young D.A.** Calculated Pulse Widths and Spectra of a Single Sonoluminescing Bubble // Science. — 1997. — V. 276. — P. 1398–1401.
12. **Taleyarkhan R.P., West C.D., Cho J.S., Lahey R.T. (Jr), Nigmatulin R.I., Block R.C.** Additional evidence of nuclear emissions during acoustic cavitation // Phys. Rev. — 2004. — E 69. 036109.
13. **Taleyarkhan R.P., West C.D., Lahey R.T. (Jr), Nigmatulin R.I., Block R.C., Xu Y.** Nuclear Emissions During Self-Nucleated Acoustic Cavitation // Phys. Rev. Lett. — 2006. — V. 96. — 034301.
14. **Lahey R.T. (Jr), Taleyarkhan R.P., Nigmatulin R.I., Akhatov I.Sh.** Sonoluminescence and the search for sonofusion // Advance in Heat Transfer. — 2006. — V. 39. — N.Y.: Academic Press. — 168 p.

15. **Goverdovskiy A.A., Imshennik V.C., Smirnov V.P.** On prospects for bubble cavitation induced fusion [O perspektivakh termoyadernoy energetiki na osnove kavitatsii puzyrej] // UFN. — 2013. — V. 183, № 4. — P. 445–448. (in Russian)
16. **Nigmatulin R.I., Lahey R.T., Taleyarkhan R.P., Vest K.D., Block R.S.** On thermonuclear processes in cavitation bubbles [O termoyadernykh protsessakh v kavitiruyushikh puzyr'kakh] // UFN. — 2014. — V. 184, № 9. — P. 947–960. (in Russian)
17. **Nigmatulin R.I., Akhatov I.Sh., Topolnikov A.S., Bolotnova R.Kh., Vakhitova N.K., Lahey R.T.(Jr), Taleyarkhan R.P.** Theory of Supercompression of Vapor Bubbles and Nano-Scale Thermonuclear Fusion // Physics of Fluid. — 2005. — V. 17. — 107106.
18. **Nigmatulin R.I., Bolotnova R.Kh.** Wide-range equation of state for organic liquids: acetone as an example // Doklady Physics. — 2007. — V. 52, № 8. — P. 442–446.
19. **Nigmatulin R.I., Aganin A.A., Toporkov D.Yu., Ilgamov M.A.** Formation of convergent shock waves in a bubble upon its collapse [Obrazovaniye ckhodyashikhsya mikroudarnykh voln v puzyr'ke pri ego szhatii] // DAN. — 2014. — V. 458, № 3. — P. 282–286. (in Russian)
20. **Nigmatulin R.I., Aganin A.A., Ilgamov M.A., Toporkov D.Yu.** Evolution of deviations from the spherical shape of a vapor bubble in supercompression [Evolutsiya vozmusheniy sferichnosti parovogo puzyr'ka pri ego sverkhszhatii] // PMTF. — 2014. — V. 55, № 3. — P. 82–102. (in Russian)
21. **Aganin A.A., Khalitova T.F., Khismatullina N.A.** Numerical simulation of radially converging shock waves in the cavity of a bubble [Chislennoye modelirovaniye radial'no skhodyashichsya udarnykh voln v polosti puzyr'ka] // Matematicheskoye modelirovaniye. — 2014. — V. 26, № 4. — P. 3–20. (in Russian)
22. **Il'gamov M.A.** Expansion, compression, and stability of a cavity in a fluid under strong acoustic forcing // Doklady Physics. — 2010. — V. 55, № 7. — P. 317–320.
23. **Ilgamov M.A.** Qualitative theory stability spherical form of cavity during compression in liquid [Kachestvennaya teoriya ustoychivosti sfericheskoy formy polosti pri czhatii v zhidkosti] // Actualnye problemy mekhaniki sploshnoy sredy. Kazan: Kazanskiy gosudarstvennyy universitet — 2006. — P. 8–35. (in Russian)